

Atomes froids

Physique contemporaine PHY-171

André-Marie Tremblay

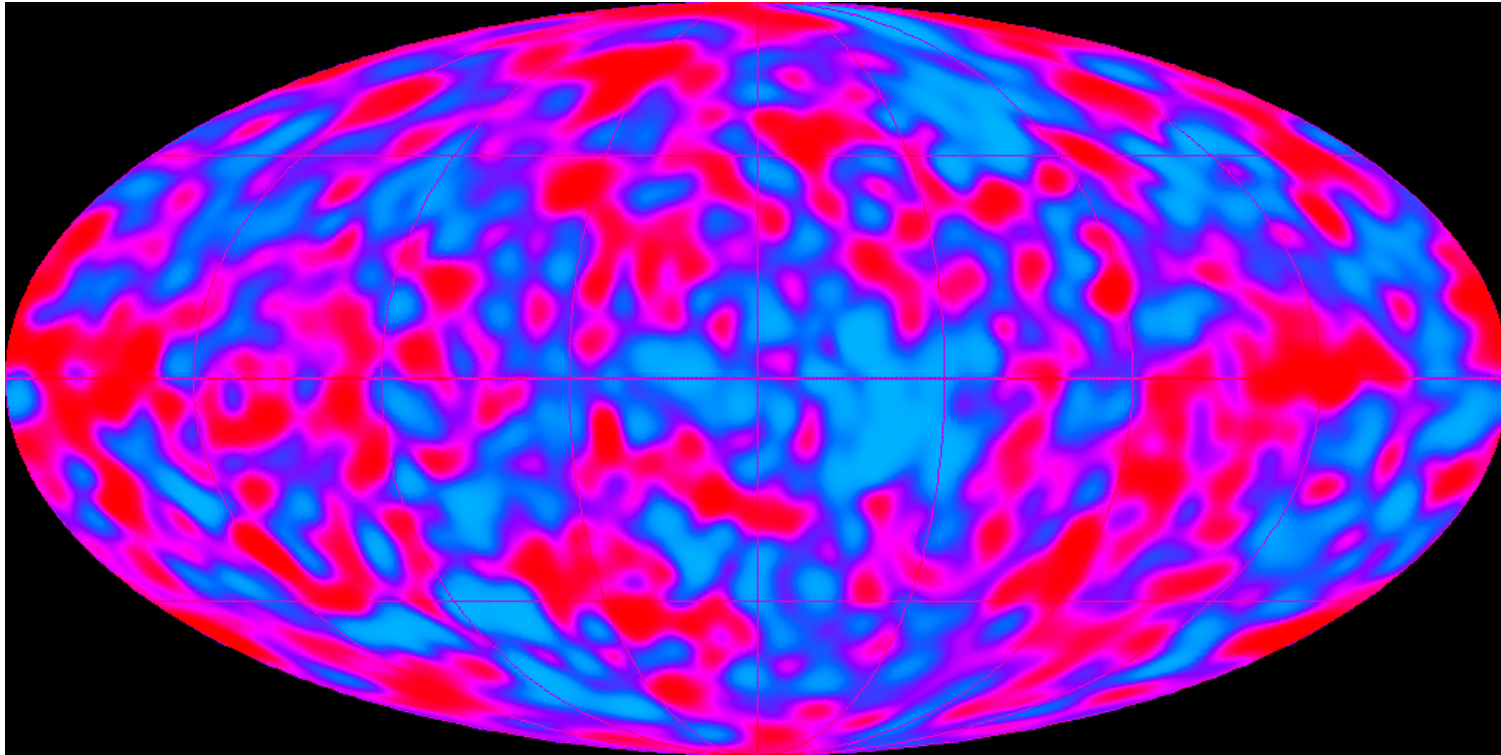


UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE



UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

L'espace intersidéral. Y fait-il vraiment froid?

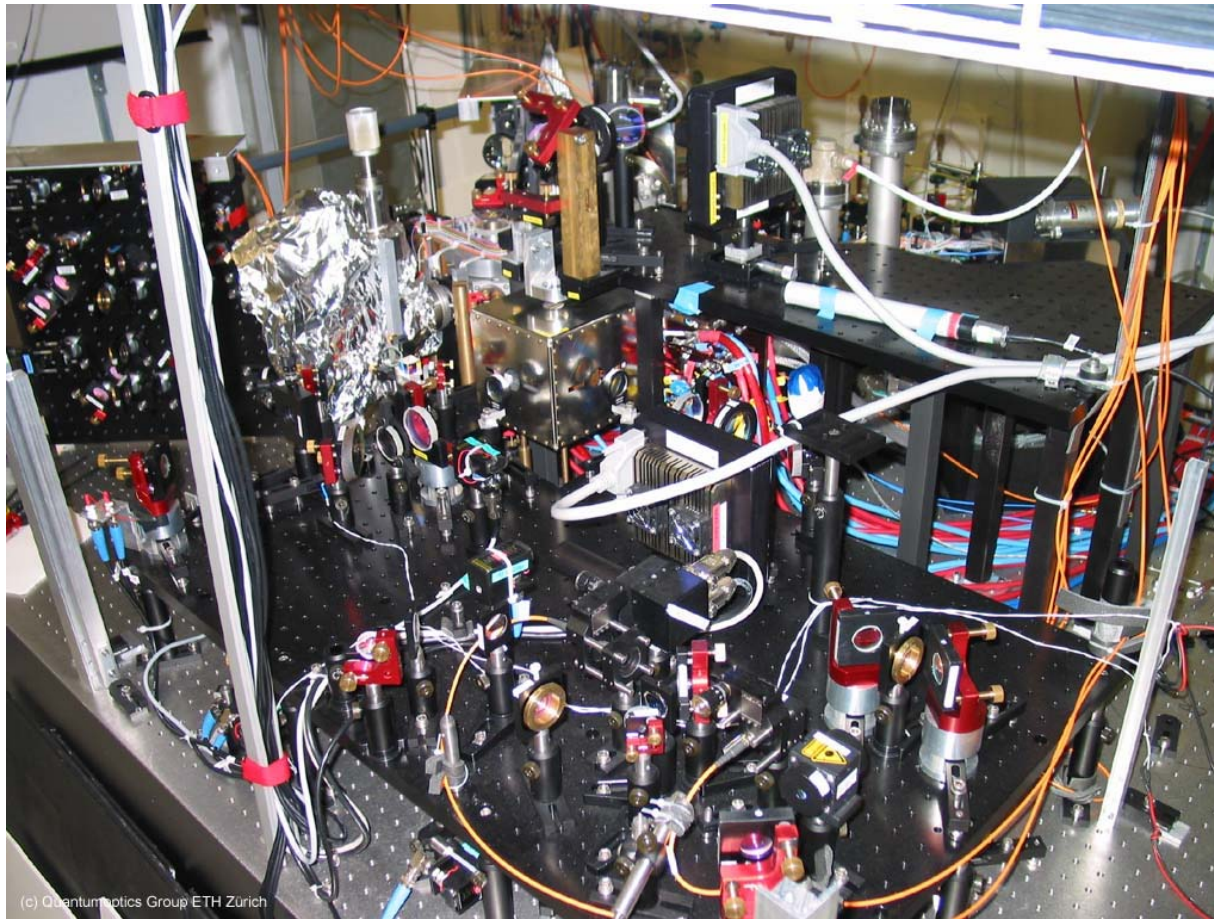


The following image just shows the reduced map (i.e., both the dipole and Galactic emission subtracted). The cosmic microwave background fluctuations are extremely faint, only one part in 100,000 compared to the 2.73 degree Kelvin average temperature of the radiation field. The cosmic microwave background radiation is a remnant of the Big Bang and the fluctuations are the imprint of density contrast in the early universe. The density ripples are believed to have given rise to the structures that populate the universe today: clusters of galaxies and vast regions devoid of galaxies. http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dmr_image.cfm



UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

L'endroit le plus froid de l'univers



Our laser setup.

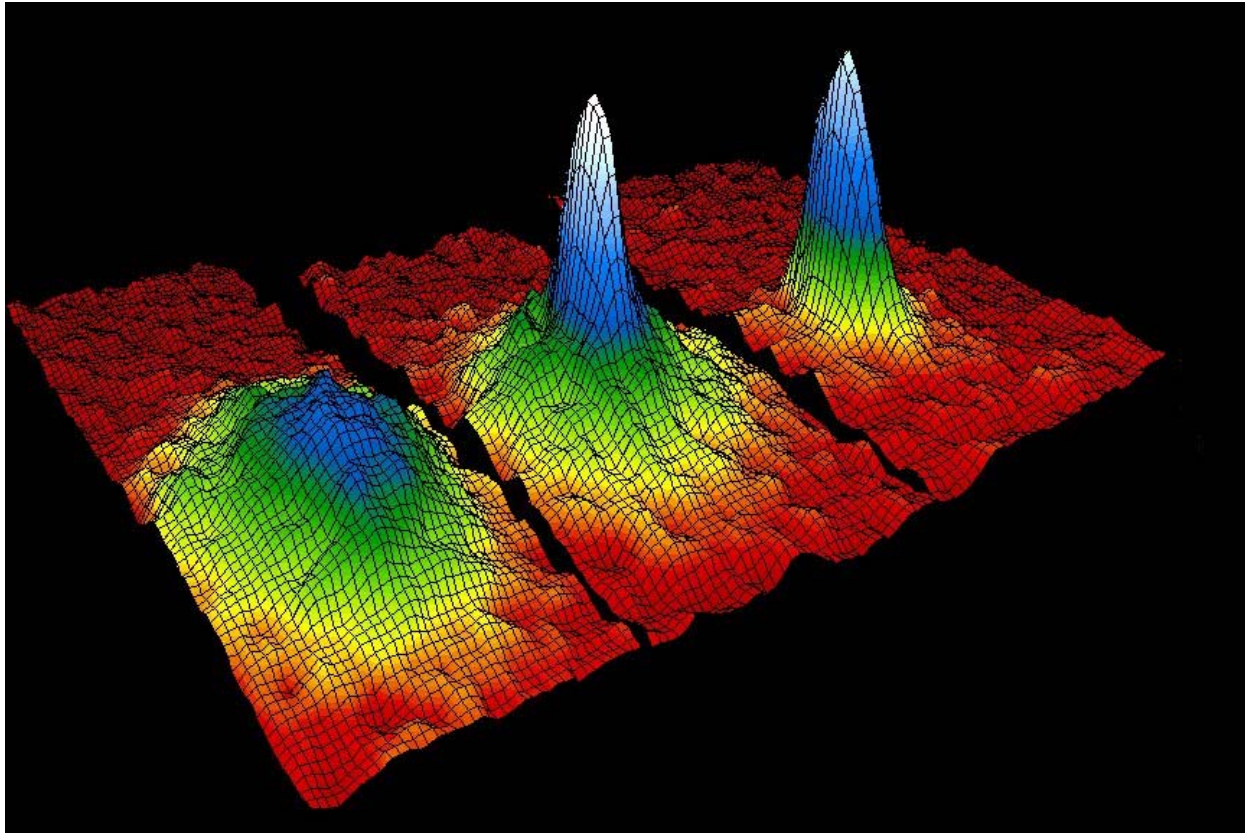
We employ more than 10 diode lasers at wavelengths of 766 nm, 780 nm, and 830 nm to generate laser light for atom cooling, trapping and manipulation.

<http://www.quantumoptics.ethz.ch/>



UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

L'endroit le plus froid de l'univers



Condensation de Bose Einstein à 400, 200 et 50 nano-Kelvin
 ^{87}Rb

ANDERSON MH, ENSHER JR, MATTHEWS MR, WIEMAN CE, CORNELL EA
OBSERVATION OF BOSE-EINSTEIN CONDENSATION IN A DILUTE ATOMIC VAPOR

SCIENCE 269 (5221): 198-201 JUL 14 1995

Vulgarisation: <http://www.colorado.edu/physics/2000/bec/>



UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

À quoi ça sert?

- Observation de la condensation de Bose-Einstein (1925-1995).
- Modélisation cosmologique :
 - étoiles à neutron
 - Quarks primordiaux
- Modélisation de la matière condensée:
 - Transition métal-isolant induite par les interactions
 - Supraconductivité à haute température
- Ordinateurs quantiques



Même à Sherbrooke

PHYSICAL REVIEW B **76**, 064402 (2007)

Interaction-induced adiabatic cooling for antiferromagnetism in optical lattices

A.-M. Daré, L. Raymond, and G. Albinet

L2MP, Université de Provence, Bâtiment IRPHE, 49 rue Joliot Curie, BP 146, 13384 Marseille Cedex 13, France

A.-M. S. Tremblay

*Département de Physique and Regroupement Québécois sur les Matériaux de Pointe,
wqUniversité de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada, J1K 2R1*

(Received 13 March 2007; revised manuscript received 22 May 2007; published 1 August 2007)

Supersolidity, entropy and frustration

S. R. Hassan¹, L. de Medici², and A.-M.S. Tremblay¹

¹*Department de physique and RQMP, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada J1K 2R1 and*

²*Department of Physics and Center for Materials Theory,
Rutgers University, Piscataway, NJ 08854, USA.*

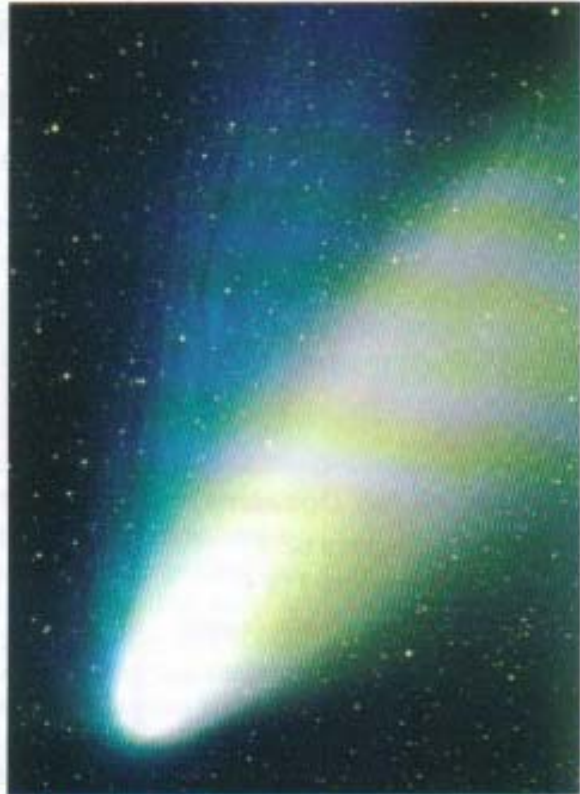


Plan

- Méthodes de refroidissement
- Un peu de mécanique quantique
 - Longueur d'onde de de Broglie
- Un peu de physique statistique
 - Bosons et fermions
 - Qu'est-ce que la température?
- Phénomènes collectifs dans les atomes froids
 - Condensation de Bose-Einstein (bosons) (BEC)
 - Contrôler les interactions entre atomes (Rés. Feshbach)
 - Supraconductivité (fermions) (BCS)
 - Passage de l'un à l'autre BEC-BCS



Des lasers qui refroidissent ?



1. LA PRESSION DE RADIATION exercée par la lumière du soleil est un des effets qui façonne la queue des comètes. Les grains de poussière éjectés par la comète sont balayés par le souffle lumineux (ici la comète de Hale-Bopp en 1997).

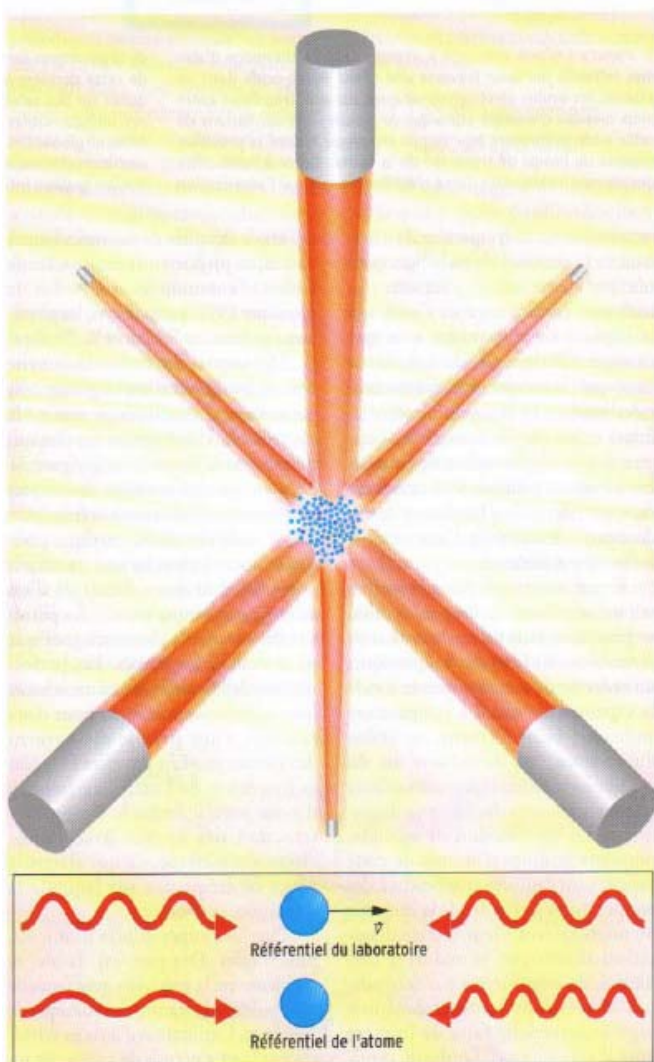
Pression de radiation (Kepler)

Guéry-Odelin-Dalibard



UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

Mélasse optique



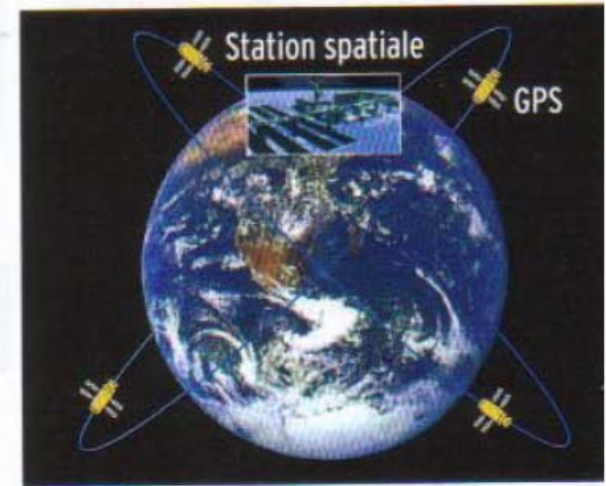
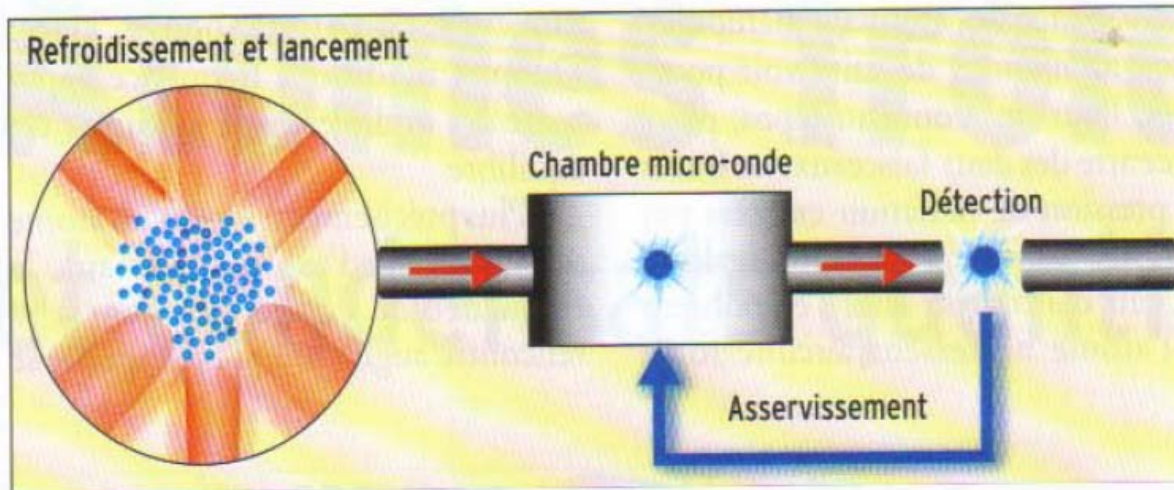
- 1983 W. Phillips. Jet d'atomes alcalins 1000 m/s \rightarrow 10 cm/s
- Absorption toutes les 30 ns
- Décélération = 100,000 g
 - Cohen-Tannoudji, Chu, Phillips, Nobel 1997

2. DES ATOMES SONT REFOIDIS dans une mélasse optique produite au point de convergence de six faisceaux laser (*en haut*). Si l'on considère une seule direction de l'espace, un atome au repos est éclairé par deux faisceaux laser identiques. Lorsque l'atome est en mouvement, les fréquences apparentes des deux faisceaux diffèrent en raison de l'effet Doppler (*en bas*). Si la fréquence des faisceaux laser est accordée juste en dessous de la fréquence de transition électronique, l'atome absorbera préférentiellement des photons du faisceau venant à sa rencontre. Il en résulte une force opposée à la vitesse de l'atome qui agit comme une force de friction.

Guéry-Odelin-Dalibard



Une application en métrologie



3. PRINCIPE D'UNE HORLOGE À ATOMES FROIDS. Un nuage d'atomes refroidis par laser traverse une cavité micro-onde dont on asservit les ondes électromagnétiques sur une transition entre deux niveaux d'énergie atomique (à gauche). Les oscillations de cette onde définissent le « temps atomique » dont la précision dépend du temps de traversée de la cavité. Grâce à l'utilisation des atomes froids, cette durée n'est limitée que par l'accélération

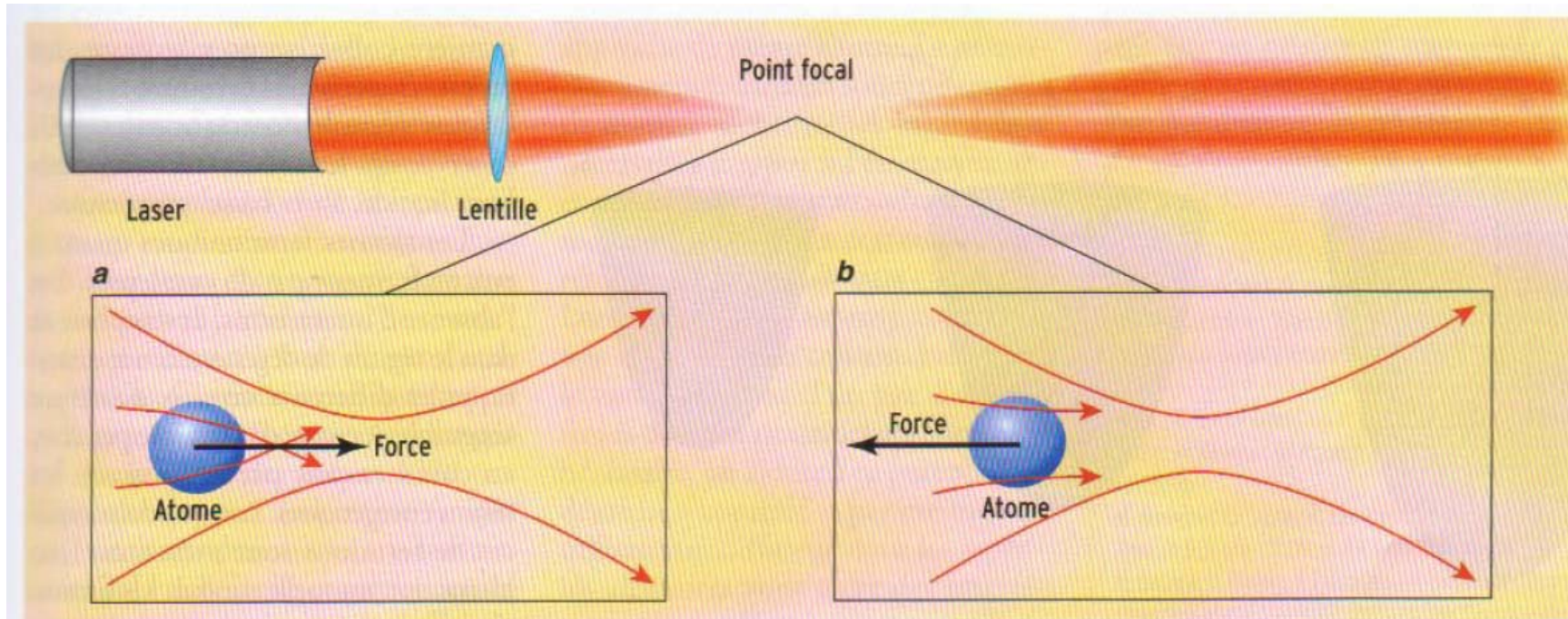
de la pesanteur terrestre (les atomes tombent...). On s'affranchit de cette dernière dans l'espace. Les horloges atomiques embarquées sur des satellites permettent des mesures de temps précises, indispensables au fonctionnement des systèmes de positionnement global GPS (à droite). Le projet européen PHARAO a pour ambition d'installer prochainement ce type d'horloge dans une station spatiale internationale.

Guéry-Odelin-Dalibard



UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

Le piège dipolaire (hors résonance)



4. UN PIÈGE DIPOLAIRE SIMPLE est conçu en utilisant un laser unique focalisé par une lentille convergente. L'intensité du faisceau va croître jusqu'au point focal, puis s'atténuer progressivement. Sous l'effet de ce gradient lumineux, un atome va subir une force dite dipolaire. Si la fréquence du laser est plus petite que la

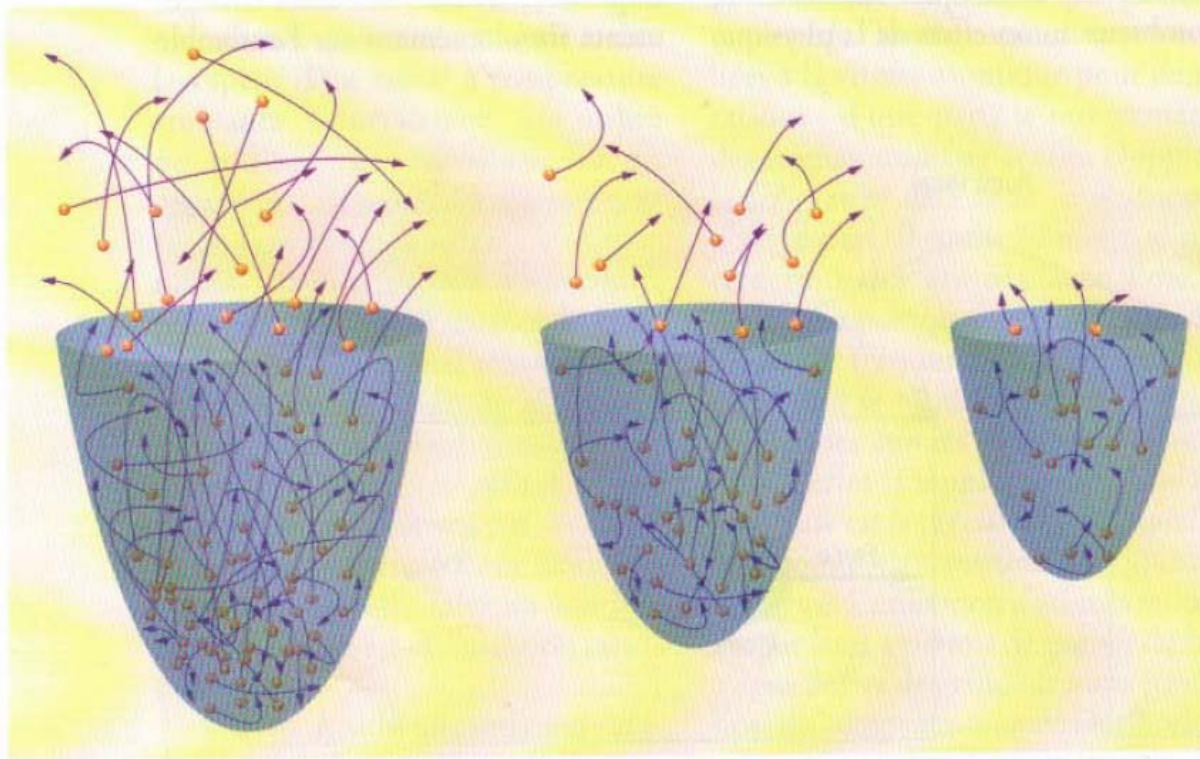
fréquence de résonance atomique, l'atome se retrouve attiré vers les zones de forte intensité (a). Ainsi, l'atome est piégé dans un puits de potentiel au niveau du point focal. À l'inverse, si la fréquence du laser est plus élevée que la fréquence de résonance, l'atome s'éloigne des zones de forte intensité (b).

Guéry-Odelin-Dalibard

Existe aussi pièges magnétiques (min. B)



Refroidissement par évaporation



5. REFROIDISSEMENT DES ATOMES PAR ÉVAPORATION. Des faisceaux laser forment un piège à atomes selon toutes les directions de l'espace. En diminuant la puissance lumineuse de chaque faisceau (*de gauche à droite*), on diminue l'intensité du piège. Les atomes les plus énergétiques s'échappent, ce qui permet de ne garder, au fond du piège, que les atomes les plus froids.

On sacrifie les 2/3
des atomes (ou
beaucoup plus)

Guéry-Odelin-Dalibard



UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

Plan

- Méthodes de refroidissement
- Un peu de mécanique quantique
 - Longueur d'onde de de Broglie
- Un peu de physique statistique
 - Bosons et fermions
 - Qu'est-ce que la température?
- Phénomènes collectifs dans les atomes froids
 - Condensation de Bose-Einstein (bosons) (BEC)
 - Contrôler les interactions entre atomes (Rés. Feshbach)
 - Supraconductivité (fermions) (BCS)
 - Passage de l'un à l'autre BEC-BCS



Un peu de physique quantique (PHQ-330)

- Longueur d'onde de de Broglie.
- Quantification des niveaux dans une boîte.

Pour une particule la relation de de Broglie nous donne

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (7.1)$$

où p est la quantité de mouvement.

Définissons le vecteur d'onde

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (7.2)$$

alors

$$p = \frac{h}{2\pi} \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k \quad (7.3)$$

La généralisation à trois dimension est simplement

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k} \quad (7.4)$$

L'énergie cinétique d'une particule libre est donc

$$E = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} \quad (7.5)$$

Lorsqu'une particule est confinée dans une boîte carrée, les seuls états permis sont $\lambda = L$, $\lambda = L/2$, $\lambda = L/3$ ou plus généralement $\lambda = L/n$ où n est un entier. On peut évidemment avoir une longueur d'onde L dans la direction x et $L/2$ dans la direction y etc... Autrement dit, les seuls états permis sont

$$k_x = \frac{2\pi n_x}{L} \quad (7.6)$$

$$k_y = \frac{2\pi n_y}{L} \quad (7.7)$$

$$k_z = \frac{2\pi n_z}{L} \quad (7.8)$$

Le nombre d'états compris dans un intervalle $\Delta n_x \Delta n_y \Delta n_z$ est donc

$$\Delta n_x \Delta n_y \Delta n_z = L^3 \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \quad (7.9)$$

où $d^3 k = dk_x dk_y dk_z$ et comme L est grand, une quantité finie Δn_x est reliée à un infinitésimal $L dk_x / (2\pi)$.



Plan

- Méthodes de refroidissement
- Un peu de mécanique quantique
 - Longueur d'onde de de Broglie
- Un peu de physique statistique
 - Bosons et fermions
 - Qu'est-ce que la température?
- Phénomènes collectifs dans les atomes froids
 - Condensation de Bose-Einstein (bosons) (BEC)
 - Contrôler les interactions entre atomes (Rés. Feshbach)
 - Supraconductivité (fermions) (BCS)
 - Passage de l'un à l'autre BEC-BCS



Un peu de physique statistique (PHQ-340)

- Statistiques de boson
 - Spin (moment intrinsèque) entier
 - Photon, ^4He , ^7Li , ^{23}Na , ^{39}K , ^{85}Rb
- Statistiques de fermion
 - Spin demi-entier
 - Électron, muon, neutrino, ^3He , ^6Li , ^{22}Na , ^{40}K , ^{86}Rb
- Pourquoi les alcalins?
- (Cs dans les horloges atomiques)



Compter les états

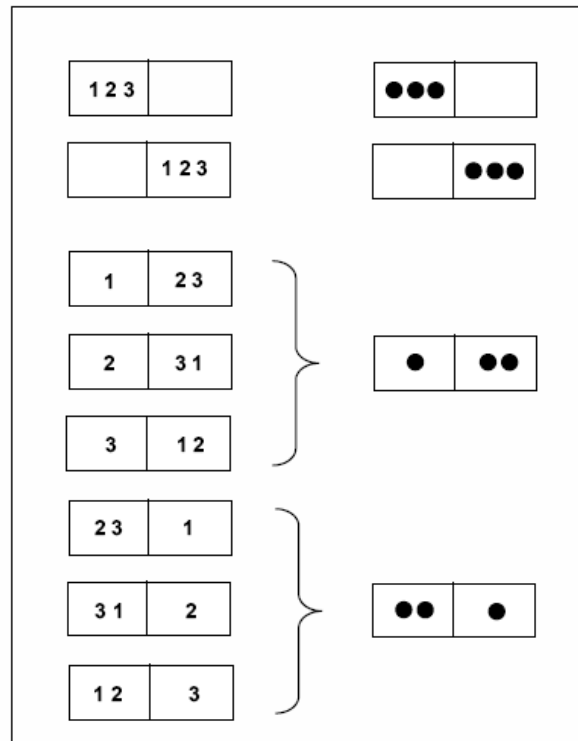
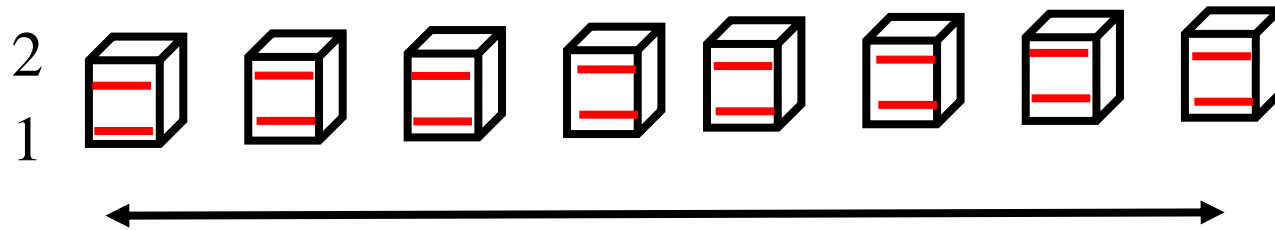


FIG. 1 – Etats microscopiques de 3 particules identiques réparties dans 2 cellules. La partie de gauche de la figure correspond au cas où les 3 particules sont discernables et repérées par un numéro; la partie de droite au cas où les particules sont indiscernables.

Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Franck Laloë



Bosons



M copies du système

N_1 bosons au total dans l'état 1, N_2 dans l'état 2



Plan

- Méthodes de refroidissement
- Un peu de mécanique quantique
 - Longueur d'onde de de Broglie
- Un peu de physique statistique
 - Bosons et fermions
 - Qu'est-ce que la température?
- Phénomènes collectifs dans les atomes froids
 - Condensation de Bose-Einstein (bosons) (BEC)
 - Contrôler les interactions entre atomes (Rés. Feshbach)
 - Supraconductivité (fermions) (BCS)
 - Passage de l'un à l'autre BEC-BCS



On détermine le potentiel chimique comme d'habitude par l'équation donnant le nombre de particules

$$N = \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)} - 1} \quad (7.4)$$

Comment les particules peuvent-elles toutes être dans l'état $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ à température finie? Supposons d'abord que l'état fondamental est occupé de façon macroscopique par N_0 particules, où N_0 est d'ordre N . On a alors

$$N_0 = \frac{1}{e^{-\beta\mu} - 1} \quad (7.5)$$

et il faut donc que μ soit très petit pour que le membre de droite soit grand. En développant le dénominateur, on trouve

$$\mu = -\frac{k_B T}{N_0}. \quad (7.6)$$

L'énergie du premier état excité dans un réseau cubique de côté L est

$$\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2. \quad (7.7)$$

Donc, pour le premier niveau excité, en posant $N_0 = n_0 L^3$ où n_0 est la densité, on obtient,

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 + \frac{k_B T}{n_0 L^3}. \quad (7.8)$$

Dans la limite du volume infini, on voit donc (en trois dimensions... encore $d = 2$ ne fonctionne pas) qu'on peut négliger le dernier terme, i.e. mettre $\mu = 0$ pour déterminer l'occupation du premier niveau excité et de tous les autres. Leggett appelle les condensat de Bose Einstein ayant un seul état macroscopiquement occupé un condensat "simple". Autrement, si plus d'un niveau est occupé macroscopiquement, il est fragmenté.



Calculons donc l'occupation de ces niveaux autres que le fondamental lorsque la température est finie

$$N = N_0 + \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\beta \varepsilon_{\mathbf{k}}} - 1} \quad (7.9)$$

Passant à la limite du continu, on a, avec $V = L^3$

$$\begin{aligned} N &= N_0 + V \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{\beta \varepsilon_{\mathbf{k}}} - 1} \\ &= N_0 + V \frac{(4\pi)}{(2\pi)^3} \int_0^\infty k^2 dk \frac{1}{e^{\beta \varepsilon_{\mathbf{k}}} - 1} \end{aligned} \quad (7.10)$$

On peut changer de variable

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \\ d\varepsilon &= 2 \frac{\hbar^2 k}{2m} dk \\ \frac{(4\pi)}{(2\pi)^3} k^2 dk &= \frac{1}{2\pi^2} k \frac{m d\varepsilon}{\hbar^2} = \frac{1}{2\pi^2} \sqrt{\frac{2m\varepsilon}}{\hbar^2} \frac{m d\varepsilon}{\hbar^2} \\ &= \frac{m^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2 \hbar^3} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon. \end{aligned} \quad (7.11)$$



On écrit donc l'équation pour la densité $n = N/V$

$$n = n_0 + \frac{m^{3/2}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \int_0^\infty \frac{1}{e^{\beta \epsilon} - 1} \epsilon^{1/2} d\epsilon \quad (7.12)$$

$$= n_0 + \frac{(mk_B T)^{3/2}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \int_0^\infty \frac{1}{e^x - 1} x^{1/2} dx \quad (7.13)$$

Pour évaluer l'intégrale, on procède comme suit

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \frac{1}{e^x - 1} x^{1/2} dx &= \int_0^\infty \frac{e^{-x}}{1 - e^{-x}} x^{1/2} dx \\ &= \int_0^\infty e^{-x} \sum_{p=0}^\infty (e^{-x})^p x^{1/2} dx \\ &= \sum_{p=1}^\infty \frac{1}{p^{3/2}} \int_0^\infty e^{-y} y^{1/2} dy \\ &= \sum_{p=1}^\infty \frac{1}{p^{3/2}} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \right) \\ &= \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \frac{\sqrt{\pi}}{2} = 2.612 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \end{aligned} \quad (7.14)$$

où ζ est la fonction zeta de Riemann et nous avons utilisé

$$\Gamma(t) = \int_0^\infty e^{-y} y^{t-1} dy \quad (7.15)$$

et $\Gamma(3/2) = \sqrt{\pi}/2$. Substituant dans l'expression pour la densité, nous obtenons

$$n = n_0 + \frac{(mk_B T)^{3/2}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (7.16)$$

$$= n_0 + \left(\frac{mk_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \quad (7.17)$$

La fraction des particules condensées est donc donnée par

$$\frac{n_0}{n} = 1 - \frac{1}{n} \left(\frac{mk_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \zeta\left(\frac{3}{2}\right) = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \quad (7.18)$$

où nous avons défini la température T_c comme celle où le membre de droite s'annule, soit

$$T_c = \frac{2\pi \hbar^2}{k_B m} \left(\frac{n}{\zeta\left(\frac{3}{2}\right)} \right)^{2/3} \quad (7.19)$$

Pour des températures plus grandes que cette valeur, $n_0 = 0$ et le potentiel chimique est négatif.



Transition de phase : Condensation de Bose Einstein

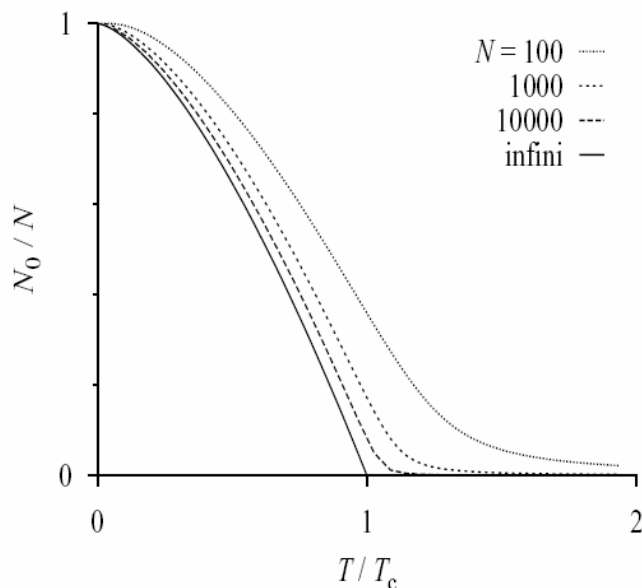


FIG. 2 – Variations du rapport entre le nombre de particules condensées N_0 et le nombre total de particules N en fonction de la température (en unités de la température critique prévue par l'équation (14)); la courbe supérieure correspond à $N = 100$, celle d'en dessous à $N = 10^3$ et la suivante à $N = 10^4$ particules. La courbe la plus basse correspond à la limite thermodynamique où N est infini, et présente un point anguleux caractéristique d'une transition de phase (la condensation de Bose Einstein). Cette figure a été réalisée par Werner Krauth (LPS, ENS).

Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Franck Laloë



Interprétation physique de la température de condensation

2.6 Longueur thermique de de Broglie et passage de la limite quantique à la limite classique

Les effets quantiques ne peuvent plus être négligés lorsque la distance moyenne entre particules devient plus petite que la longueur d'onde de de Broglie moyenne. Cette longueur s'estime de la façon suivante. Comme l'énergie cinétique moyenne est de l'ordre de $k_B T$ on pose (le facteur π est arbitraire ici)

$$\pi k_B T = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}. \quad (50)$$

De là on déduit,

$$k_x = \left(\frac{2\pi m k_B T}{\hbar^2} \right)^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda_{th}} \quad (51)$$

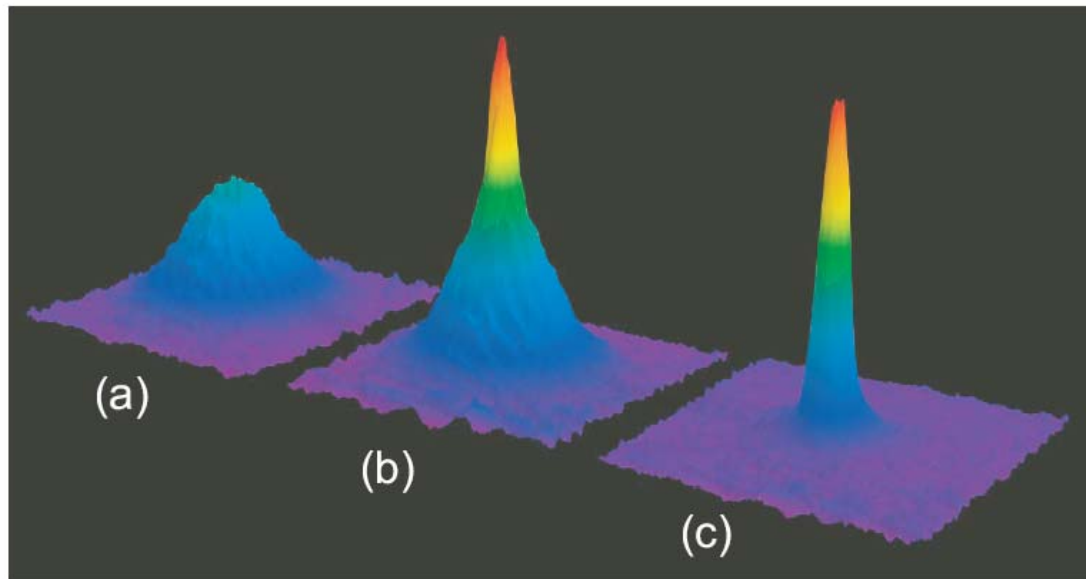
où la dernière équation définit la longueur thermique de de Broglie λ_{th} . De cette équation on tire

$$\lambda_{th} = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m k_B T} \right)^{1/2} \quad (52)$$

On peut aussi arriver à ce résultat en posant que la séparation entre deux niveaux d'énergie voisins est de l'ordre de $k_B T$.



Condensation de Bose Einstein: Lorsque $\lambda_T \sim l$



Claude
Cohen-
Tannoudji,
Jean
Dalibard,
Franck
Laloë

FIG. 5 – Evolution de la distribution en vitesse d'un gaz d'environ 1 million d'atomes de sodium lors du refroidissement par évaporation dans un piège magnétique. La photo (a) correspond à une température de quelques microkelvins, supérieure à la température de condensation ; la répartition des vitesses atomiques est proche d'une distribution de Maxwell-Boltzmann. La photo (b) correspond à une température légèrement inférieure à la température de condensation (de l'ordre du microkelvin). Le pic central étroit correspond aux atomes condensés ; ce pic est superposé à un piédestal plus large, correspondant aux atomes non condensés. La photo (c) a été obtenue en poussant encore plus loin le refroidissement par évaporation : le nuage atomique est alors quasi-totalement condensé (photographie fournie par W. Ketterle, MIT).



Détection du condensat

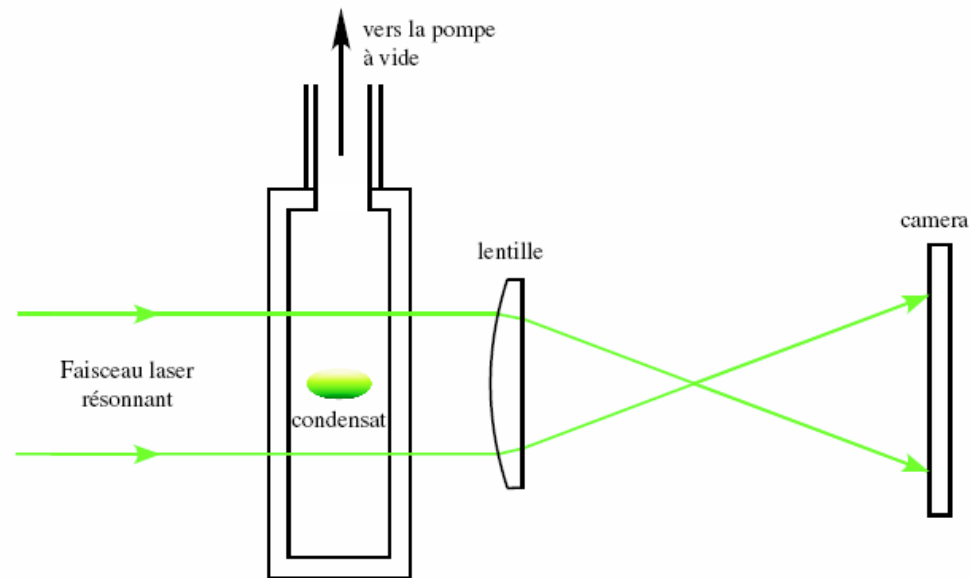


FIG. 4 – Principe de la détection d'un condensat. On envoie sur le nuage atomique une brève impulsion lumineuse, résonnante avec les atomes. On mesure grâce à une caméra très sensible l'ombre portée par le nuage atomique sur le faisceau laser. On peut alors en déduire les principaux paramètres du nuage : répartition spatiale, nombre d'atomes, température.

Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Franck Laloë



Interférence entre deux condensats

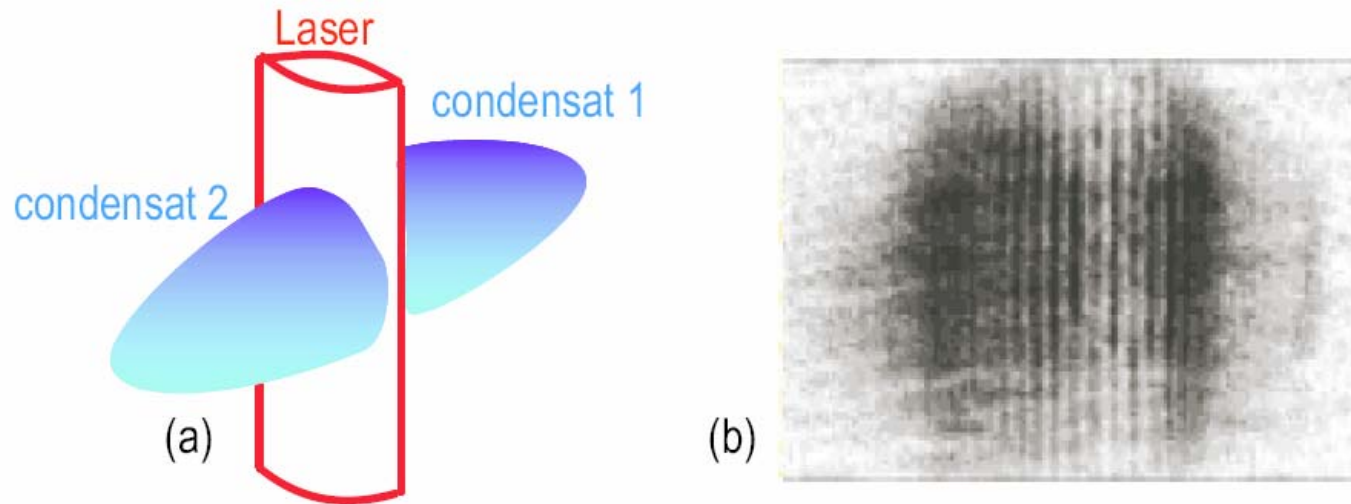


FIG. 6 – (a) On réalise un double puits de potentiel en disposant au centre du piège magnétique un faisceau lumineux, de fréquence supérieure à la fréquence de résonance atomique. Ce faisceau crée une barrière de potentiel, qui permet d'obtenir après évaporation deux condensats indépendants. (b) Lorsqu'on coupe le piège magnétique et la barrière lumineuse, chaque condensat s'étale. Dans la zone de recouvrement entre les deux condensats, on observe une figure d'interférence d'ondes de matière. Le contraste élevé des franges d'interférences est une conséquence directe de l'accumulation des atomes de chaque condensat dans un même état quantique (photographie fournie par W. Ketterle, MIT).

Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Franck Laloë



Pourquoi pas de cristallisation plutôt que BEC?

- État métastable
- Atteinte de l'équilibre nécessite des collisions à trois corps (improbable étant donné la basse densité).



Suprafluidité

- Helium quatre (boson) dans les années 1937 (Kapitza, Allen). $T_c = 2.17K$
- Helium trois (fermion) dans les années 1973. $T_c = 3mK$ (Analogie de la supraconductivité pour les électrons (1911)).
 - Théorie de Bardeen Cooper Schrieffer (BCS) (1957): Formation de paire de Cooper (attraction retardée des phonons) puis et condensation (chaque paire est ajoutée avec la même phase).



Importance des interactions pour la superfluidité

- On a $\varepsilon = cp$ pour les excitations élémentaires plutôt que $\varepsilon = p^2/2m$ donc il y a une vitesse critique.
- Si on sépare en deux condensats plutôt qu'un seul, l'énergie d'échange (purement quantique) est plus élevée (plus facile à démontrer dans le cas répulsif).



Superfluidité et tourbillons quantifiés

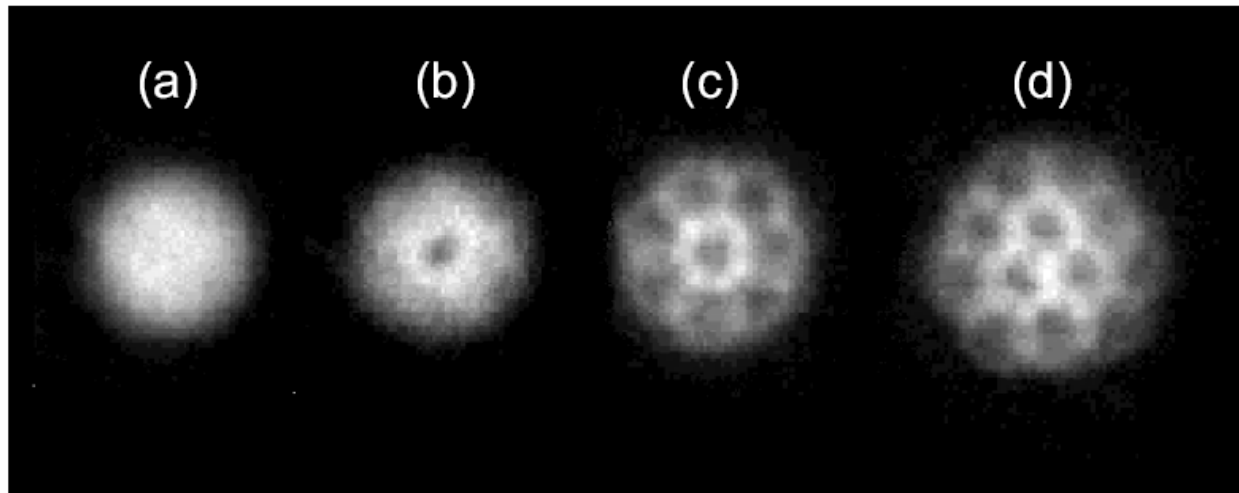


FIG. 7 – Profil de densité après expansion balistique d'un condensat mis en rotation avec un agitateur laser. (a) La fréquence de rotation est en dessous de la fréquence critique et rien ne se produit. (b) Juste au dessus de la fréquence critique, le premier vortex apparaît. (c,d) La fréquence de rotation est notablement supérieure à la fréquence critique et un réseau régulier de vortex se forme (réseau triangulaire d'Abrikosov).

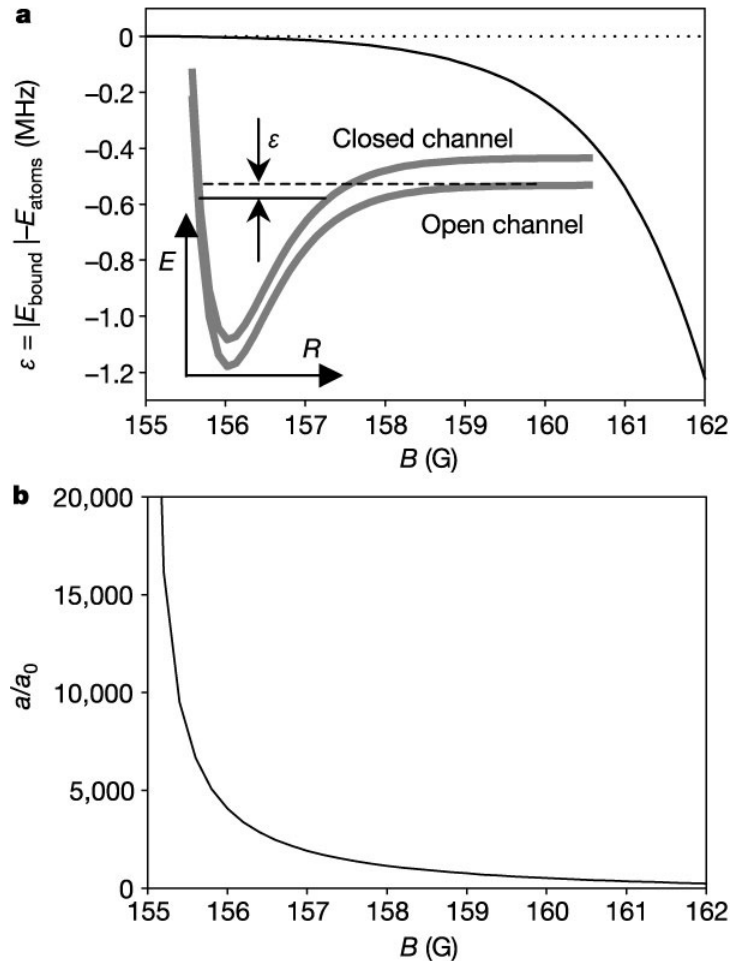
$$\oint \mathbf{v} \cdot d\boldsymbol{\ell} = \oint \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot d\boldsymbol{\ell} = \oint \frac{\hbar \mathbf{k}}{m} \cdot d\boldsymbol{\ell} = 2\pi \lambda \frac{\hbar}{m\lambda} = \frac{2\pi \hbar}{m}$$

Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Franck Laloë



Contrôler l'interaction entre atomes

Résonance de Feschbach



Atom–molecule coherence in a Bose–Einstein condensate
Elizabeth A. Donley, Neil R. Claussen,
Sarah T. Thompson and Carl E. Wieman
Nature 417, 529-533(30 May 2002)

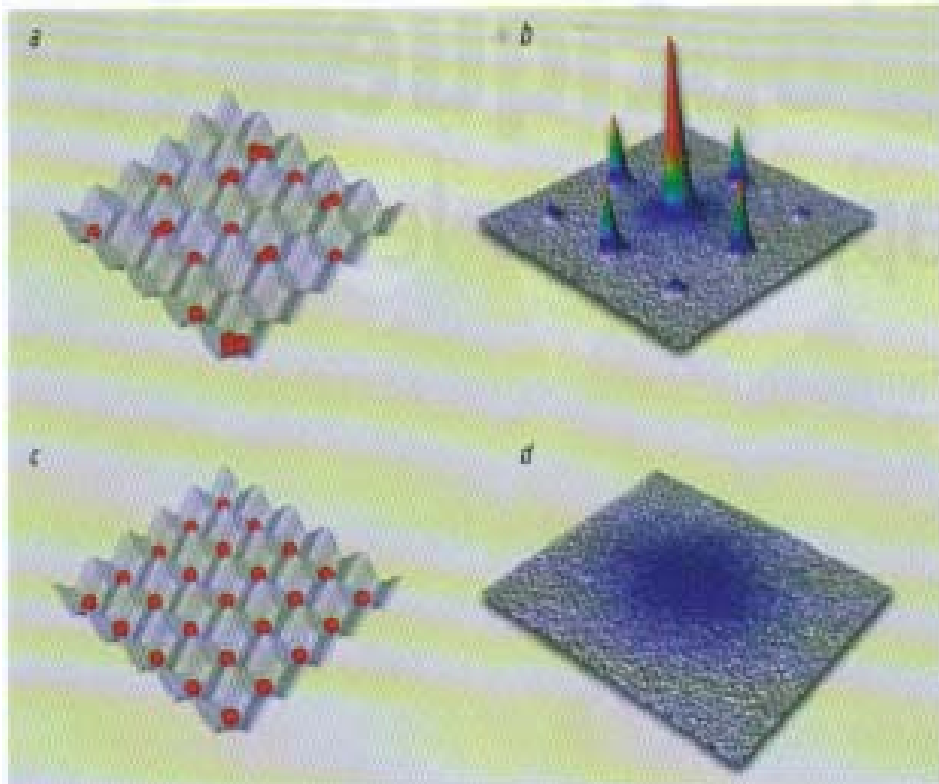


Condensation de Bose vs supraconductivité

- Selon Bardeen, ce sont deux phénomènes complètement différents.
- En fait on peut passer de façon continue de l'un à l'autre en mettant à profit la résonance de Feshbach.



Modélisation de systèmes cristallins



6. UN RÉSEAU DE PIÈGES ATOMIQUES est produit par plusieurs faisceaux laser. Le comportement des atomes piégés dépend de l'intensité lumineuse. À basse intensité, les atomes se déplacent quasi librement dans la structure périodique (a), à la manière des électrons de conduction d'un métal. Ils forment une onde de matière géante dont la cohérence est révélée par la figure d'interférence (b); celle-ci est obtenue en éteignant les faisceaux laser et en laissant les ondelettes issues des différents sites se superposer. À haute intensité, chaque atome est piégé sur un site donné, comme les électrons d'un matériau isolant (c). Les ondelettes associées à chaque site sont incohérentes entre elles, et aucune interférence n'apparaît quand elles se superposent (d).

Transition métal
isolant
(Transition de Mott)

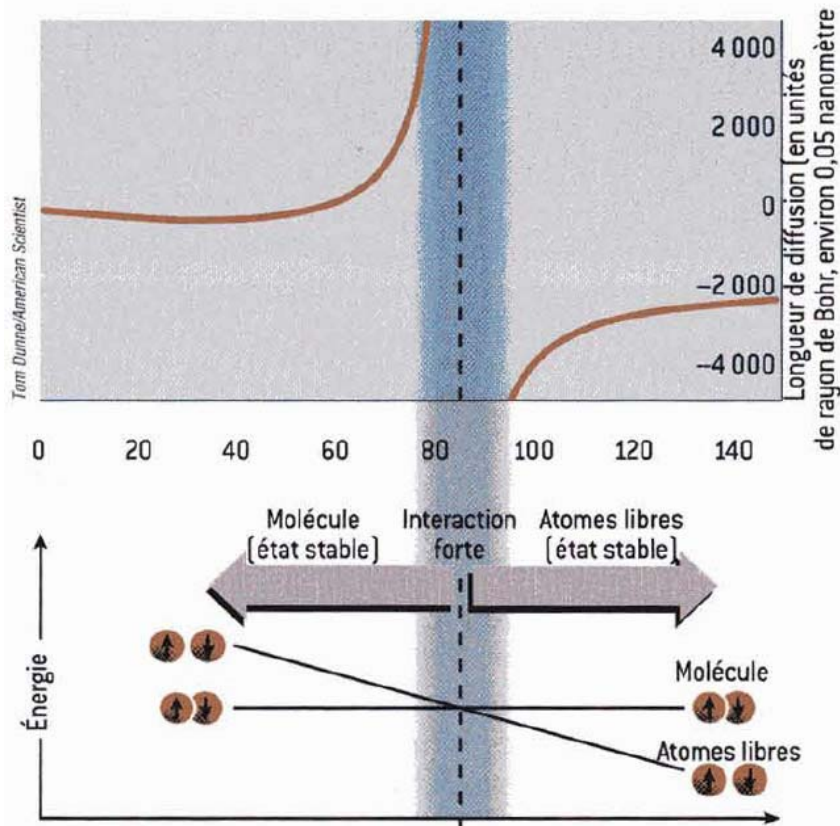
Les atomes jouent ici
le rôle des électrons
dans les solides et le
réseau optique celui
des atomes dans les
solides

Guéry-Odelin-Dalibard



UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

Étoiles à neutron



5. Dans un gaz de Fermi dégénéré, la « résonance de Feshbach » se produit quand on applique un champ magnétique d'une intensité particulière, 85 milliteslas pour des atomes de lithium 6 (*en haut*) : la distance maximale d'influence de deux atomes [leur « longueur de diffusion »] augmente alors considérablement [une longueur de diffusion positive correspond à une répulsion, une longueur de diffusion négative à une attraction]. Dans un champ magnétique plus faible, une molécule a une énergie inférieure à celle d'une paire d'atomes libres. Dans un champ plus intense, les atomes libres sont favorisés énergétiquement (*en bas*).

Lorsque la longueur de diffusion est l'infinie, il n'y a qu'une longueur caractéristique dans le système.

Il y a équilibre entre force d'attraction et pression de Fermi.

L'énergie totale est donnée par β fois l'énergie cinétique. Ce nombre est très difficile à calculer.

Expérimentalement,
 -0.26 Thomas-Gehm
 -0.3 Salomon
 -0.5 Grimm

John Thomas, Michael Gehm



D'autres résultats récents

- Un système équivalent à un modèle de bosons de coeur dur en une dimension

Paredes B, Widera A, Murg V, et al.

Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice

NATURE 429 (6989): 277-281 MAY 20 2004

- La formation de paires de Cooper avec populations de spin inégales

Koponen T, Kinnunen J, Martikainen JP, et al.

Fermion pairing with spin-density imbalance in an optical lattice

NEW JOURNAL OF PHYSICS 8: Art. No. 179 SEP 5 2006

(Quarks)



Liens pour le Canada

- <http://www.physics.utoronto.ca/%7ejhtgroup/links.html>
- <http://ucan.physics.utoronto.ca/>



Références, lectures

- Atomes froids et condensats quantiques
 - David Guéry-Odelin et Jean Dalibard
 - Pour la Science Octobre-décembre 2006 p.28
- La saga des condensats quantiques
 - Yvan Castin
 - Pour la Science, décembre 2004 p.114
- Des atomes froids à la supraconductivité
 - John Thomas et Michael Gehm
 - Pour la Science, juillet 2004, p.68
- La condensation de Bose-Einstein dans les gaz
 - Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Franck Laloë

